



## Whistler-modeの波動による高エネルギー電子の共鳴拡散過程についての計算機実験

著者	加藤 雄人, 小野 高幸, 飯島 雅英
雑誌名	SENAC : 東北大学大型計算機センター広報
巻	37
号	3
ページ	7-16
発行年	2004-07
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/00124354">http://hdl.handle.net/10097/00124354</a>

# Whistler-mode の波動による高エネルギー電子の 共鳴拡散過程についての計算機実験

加藤 雄人<sup>1</sup>、小野 高幸<sup>2</sup>、飯島 雅英<sup>2</sup>

1：京都大学・生存圏研究所

2：東北大学・理学研究科・地球物理

## 1. はじめに

科学衛星や気象衛星などの静止軌道上に位置する人工飛翔体は、相対論的な高エネルギーを持つ粒子に絶えず曝されている。このような高エネルギー粒子は衛星搭載機器の異常を引き起こす要因となることが知られており、機器の設計において熟慮すべき重要な問題として認識されている。なお、飛翔体に搭載された粒子計測器により高エネルギー粒子を観測する際には、単位立体角に対して単位時間当たりに入射する高エネルギー粒子の速度と数密度を乗じた量、フラックスが観測量としてよく用いられる。静止軌道上に限らず、地球の磁気圏内にはMeVオーダーのエネルギーを持つ電子やプロトンが地球磁場に捕えられて存在している領域があり、放射線帯と呼ばれている。特に電子については、そのフラックスが $\sim 2 \text{ Re}$ と $3.5 \sim 7.0 \text{ Re}$  ( $\text{Re}$ は地球半径)の位置でピークを持ち、前者は内帯、後者は外帯として区別され、その間にはフラックスが観測されないSlot-Regionが存在する。1958年のVan Allenによる発見以後、放射線帯は比較的安定に存在する領域として認識されていた。しかし、90年代以降の複数の飛翔体による直接観測の結果から、放射線帯外帯は磁気嵐に対して敏感な応答を示すことが明らかになっている。観測データには、磁気嵐主相において外帯を構成する高エネルギー電子フラックスが消失した後、回復相において磁気嵐前のフラックス量を超える程にまで増大する様相もとらえられ [e.g., Baker et al., 1994; Meredith et al., 2002]、フラックス変動の物理機構の解明に向けた研究が盛んに行われている。

外帯再形成機構の一つとして、Radial Diffusionモデル [Schulz 1991; Brautigam and Albert 2000]が提唱されている。Radial Diffusionモデルでは、放射線帯の外部から数十～数百keVのエネルギーを持つ電子が輸送され、その輸送過程での断熱的な加熱と第2・第3断熱不変量の破れによる加速により放射線帯の高エネルギー電子が生成されるとする。しかし、飛翔体による直接観測の結果にはRadial Diffusionのみでは説明ができない観測例も多い。一例を挙げると、Radial Diffusionモデルに基づく考えでは放射線帯の外部からフラックスが増大するのに対して、放射線帯の内側から高エネルギー電子のフラックスが増大した観測例が報告されている [Meredith et al., 2002; Horne et al., 2003a]。これらの観測例を説明するためには、Radial Diffusionモデルに加えて放射線帯内部での加速機構が重要と考えられており、特にプラズマ波動とのサイクロトロン共鳴による加速の効果が注目されている。放射線帯における高エネルギー電子のプラズマ波動との共鳴については、準線形理論に基づいた共鳴拡散過程についての研究が60～70年代より盛んに行われ

ている。準線形理論では、電子の速度分布及びピッチ角分布のプラズマ波動との共鳴による変化が議論されており、共鳴による高エネルギー電子のピッチ角拡散が電子放射線帯の特徴的な構造であるSlot-Regionの形成に重要な役割を果たす事が示されている[e.g. Kennel and Engelmann, 1966; Lyons 1974]。これらの研究成果を基礎として、近年ではFokker-Planck方程式を用いたシミュレーションにより共鳴電子の加速効率および速度分布の時間変動量等が議論されてきている。特に、磁気嵐時に強い強度で観測されるWhistler-modeの波動との共鳴を取り上げた研究では、広い帯域のスペクトルを仮定して電子と波動との共鳴が継続することにより生じる速度空間内での電子の拡散により、keVオーダーのエネルギーを持つ電子のMeVオーダーまでの加速が実現可能とされ、高エネルギー電子の生成プロセスの中でも有力な候補に挙げられている [Summers and Ma, 2000; Miyoshi et al., 2003]。

このような背景の下、放射線帯高エネルギー電子の物理については現在も議論が続けられ、準線形理論に基づいて得られる結果は観測結果の説明に一定の成果を挙げているが、速度分布の時間変化量を表す拡散係数の妥当性の評価が課題として残されている。拡散係数は様々な仮定の下で導出が行われており、その仮定が実際の内部磁気圏における環境に合致するものであるかについては議論の余地が残される。この問題は、準線形理論では考慮されていない非線形効果の影響とともに、計算機シミュレーションによる評価が必要とされる点である。本研究では、この拡散係数の検証と、共鳴拡散過程での電子加速量の評価を目的として、独自に開発したシミュレーションコードを用いて計算機実験を行った。

## 2. シミュレーションコードの概要

ホット電子と電磁波モードのプラズマ波動とのサイクロトロン共鳴を扱うためには、波長が km オーダーのプラズマ波動と、その伝搬の媒質となるコールド電子とを同時に扱う必要がある。コールド電子のデバイ長および Larmor 半径は数 m のオーダーであり、このように空間スケールの大きく異なる要素をシミュレーションのモデル中に取り込む事は、従来用いられている PIC (Particle in Cell)コードでは空間グリッドの幅がデバイ長の数倍程度に制限されることから、現在の計算機環境では実施が困難である。そこで本研究では、電子をその Larmor 半径に着目して区別し、コールド電子を流体、ホット電子を粒子として扱うモデルを用いてシミュレーションコードを構築した。このようなモデルを用いることにより、任意の帯域を持つ電磁波とのサイクロトロン共鳴による共鳴粒子の運動について取り扱うことが可能となった。基礎方程式は以下のとおりである。

$$\frac{\partial v_f}{\partial t} = -(v_f \cdot \nabla) v_f - \frac{e}{m} (E + v_f \times B) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_f v_f) \quad (2)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0} \nabla \times B - \frac{1}{\varepsilon_0} J \quad (4)$$

$$\frac{dp_p}{dt} = q(E + v_p \times B) \quad (5)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_{kin}}{dt} = v_p \cdot \frac{dp_p}{dt} \quad (6)$$

$$p_p = \frac{v_p}{c^2} \mathcal{E}_{kin} \quad (7)$$

ここで添字 f, p はそれぞれ電子の流体成分、粒子成分の物理量を示し、 $p_p$  及び  $\mathcal{E}_{kin}$  はそれぞれ高エネルギー電子の運動量及び運動エネルギーを示す。

本研究のモデルと同様な、コールド電子を流体、ホット電子を粒子として扱うモデルが用いられた研究としては、これまでに数例の報告例があり、いずれも粒子コードに比較して長い時間・空間スケールの現象を扱える利点が活かされている。一つはプラズマ波動を解析的に与えた上で、その振幅及び位相の時間変化と共鳴粒子の運動について解く Long-Time-Scale Simulation [Rathmann et al., 1978; Omura and Matsumoto, 1982]、もう一つは理論物理の分野で、Darwin 近似を用いて電磁場を静的に求め、初期条件としてホット電子に与えた空間構造の時間的な変化に着目したシミュレーション [Taguchi et al., 2001] である。これら従来のモデルに対して本研究で用いるモデルの特徴としては、基礎方程式として Maxwell 方程式を用いて系内での波動の伝播を解き進めることで、近似を用いることなくプラズマ波動を取り扱うことが可能となる点と、粒子運動に対して相対論効果を考慮しつつ、波動と電子との間でのエネルギーの授受を取り扱う点が挙げられる。

本稿で用いるシミュレーション空間は背景磁場方向の一次元空間であり、図 1 に示すように 4 つの領域に分けられている。ホット電子を図 1 中の Physical Region 内にのみ、周期境界条件を用いて分布させ、Physical Region の外側に設定した Source Region 内の電場を強制的に振動させることによりプラズマ波動を生成する。任意の周波数・モードで生成されたプラズマ波動が Physical Region 内を伝搬する過程で生じる共鳴により、ホット電子の運動に及ぼされる変化について着目する。シミュレーション空間は一次元であるが、電磁場及び運動量はそれぞれ XYZ 方向 3 成分を解き進める。

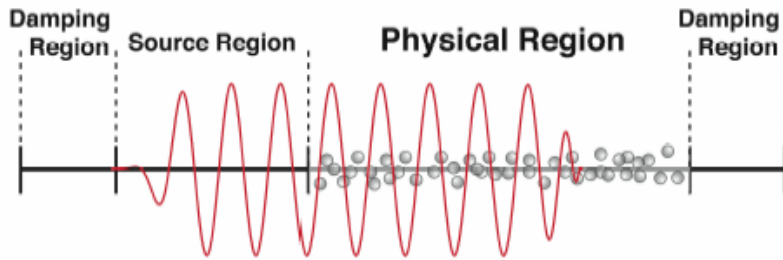


図1 シミュレーション空間の模式図。ホット電子は周期境界条件を用い、Physical Region 内にのみ分布する。プラズマ波動は Source Region 内の電場を強制的に振動させることにより生成され、シミュレーション空間の両端には、境界での反射を抑えるための減衰領域を設定する。

### 3. シミュレーション結果

まず、背景磁場に対して平行に伝搬するWhistler波動と、速度分布を光速の  $1/2$  を中心とするガウシアン（約  $79\text{keV}$  のエネルギーに相当）で与えたホット電子(図2)との共鳴について、単色波を注入した場合と、帯域を持たせた場合との結果の比較を行った。シミュレーション空間をgrid幅が約  $100\text{m}$  の  $4096\text{ grid}$  と設定し、シミュレーション時間はTime Step幅を  $7.5 \times 10^{-3} T_{ce}$  として  $7500 T_{ce}$  (約  $270\text{ msec}$  に相当) 分とした。初期条件として系の中のプラズマパラメータを  $f_p/f_c=1.0$  (Plasmapause外縁部に相当;  $f_p$ 、 $f_c$  はそれぞれ電子のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数を示す)、ホット電子の数密度は背景のコールド電子の数密度に対して  $10^{-6}$  と設定した。

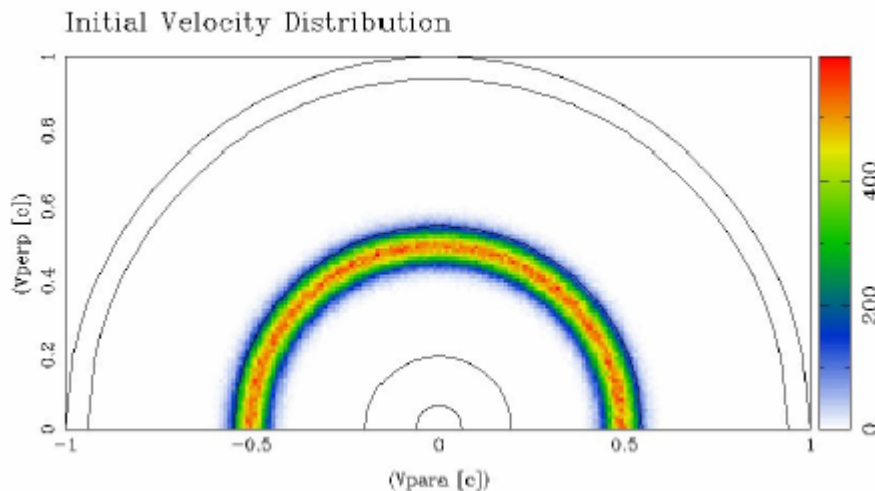
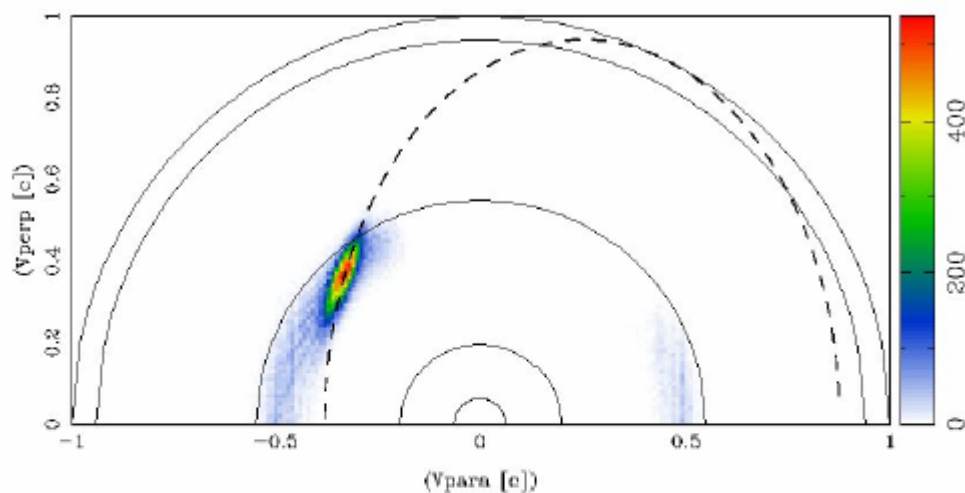


図2 速度空間上での Hot Electron の初期速度分布。横軸、縦軸は電子の持つ速度の磁場に対する平行成分と垂直成分を、それぞれ光速で規格化して示している。また、図中の実線は等エネルギー線であり、内側から 1、10、100keV、1MeV 及び光速を示している。

(a)

Whistler :  $\omega = 0.5 \Omega_e$  , Resonance Particle



(b)

Whistler :  $\omega = 0.3-0.6 \Omega_e$  , Resonance Particle

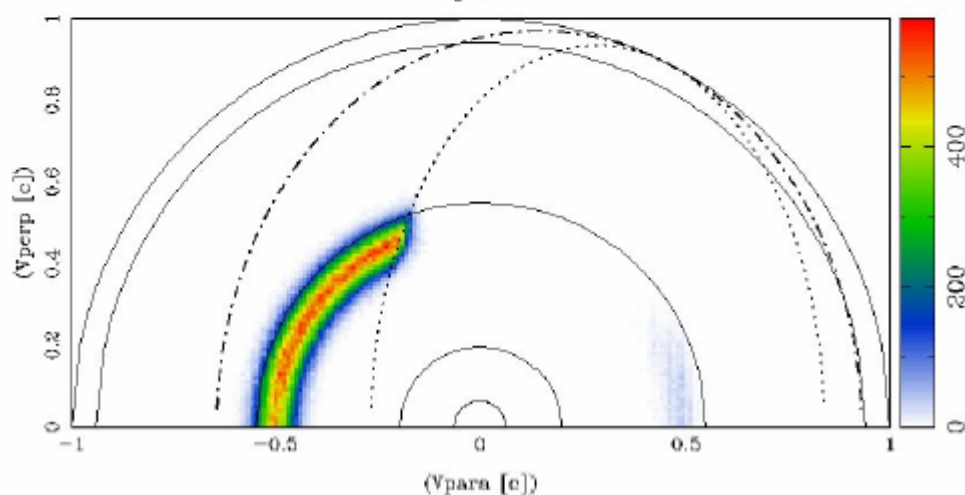


図3 Whistler 波動として単色波を注入した場合(a)と帯域を持たせた場合(b)での共鳴粒子の位相空間上での分布。横軸、縦軸はそれぞれ、光速で規格化された電子の速度の背景磁場に対する平行成分と垂直成分を示し、図中の破線は相対論効果を考慮したサイクロトロン共鳴条件から得られる共鳴曲線を示す。

Whistler 波動として周波数が  $0.5 f_c$  の単色波を注入した場合と、 $0.3 \sim 0.6 f_c$  の帯域を持たせた場合でのシミュレーション結果から得られた共鳴粒子の分布について図 3 に示す。ここで注入波形については、どちらの条件でも振幅の実効値が現実的な値である  $1\text{mV/m}$  となるように設定している。また、共鳴粒子の判別条件として初期速度からの速度変化が  $0.1\%$  以上、もしくはピッチ角の変化が  $0.1$  度以上の電子について共鳴粒子として取り上げた。その結果、共鳴粒子の分布は共鳴曲線に従う分布を示し、シミュレーション中において共鳴の様相が正確に記述できていることが示された。

この結果を受けて、シミュレーション中で生じる共鳴拡散による高エネルギー電子の分布の変化量と、準線形理論に基づき拡散方程式を解くことにより求められる分布の変化量との比較を行った。ここで拡散方程式は、

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{p \sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \sin \alpha \left( D_{\alpha\alpha} \frac{1}{p} \frac{\partial f_0}{\partial \alpha} + D_{\alpha p} \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \left( D_{p\alpha} \frac{1}{p} \frac{\partial f_0}{\partial \alpha} + D_{pp} \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) \quad (8)$$

で与えられ、拡散係数  $D_{\alpha\alpha}$ 、 $D_{\alpha p}$ 、 $D_{p\alpha}$ 、 $D_{pp}$  の導出においては Albert (1999) の手法を用いる。ここで  $f_0$  は電子の分布関数を示し、 $\alpha$ 、 $p$  はそれぞれ電子のピッチ角および運動量を示す。

初期条件として、Whistler-mode の波動のスペクトルを  $0.3 \sim 0.6 f_c$  の帯域を持つガウシアンで与え、高エネルギー電子の速度分布を図 2 と同様に光速の  $1/2$  を中心とするガウシアン、ピッチ角が一様な分布を用いる。また、高エネルギー電子の加速が有効に働くとされている赤道域のプラズマボーズ外縁部を想定し、初期パラメータとして  $f_p/f_c=1.0$  の条件下で  $7500 T_{ce}$  の時間が経過した後での、初期分布からの変化を比較した。その結果(図 4)、速度分布の変化については同様な傾向を持つものの、その大きさについては準線形理論に基づく解では大きく見積もられていることが示され、ピッチ角の拡散については異なる結果が示された。

シミュレーション結果と準線形理論に基づく結果との間に現れる差異の要因として、次の 2 点が挙げられる。

第一に、拡散係数の導出において用いられる仮定が破綻している可能性が指摘される。拡散係数を導出するにあたって用いた Albert (1999) の手法では、背景のプラズマ密度が高い環境が想定されており、Whistler-mode の分散が近似された形で用いられている。それにより、今回の計算で用いたプラズマパラメータではその近似が成立せず、拡散係数の値が不正確なものとなっている可能性がある。この点は Horne et al. (2003b) においても指摘されており、低密度なプラズマ環境下では近似を用いずに分散を解く必要性が示されている。

第二に、開放系と孤立系の違いが挙げられる。シミュレーションにおいては、プラズマ波動をホット電子の分布する系の外から注入する方法をとることにより、現実の磁気嵐時における内部磁気圏に近い開放系としての取り扱いを実現している。それに対して、準線形理論では仮定の一つとして孤立系が用いられており、波動と粒子との間での相互作用が平衡状態に至った後の分布について記述している。この系の違いが、互いの共鳴拡散の様相の違いとなって現れていると考えられる。

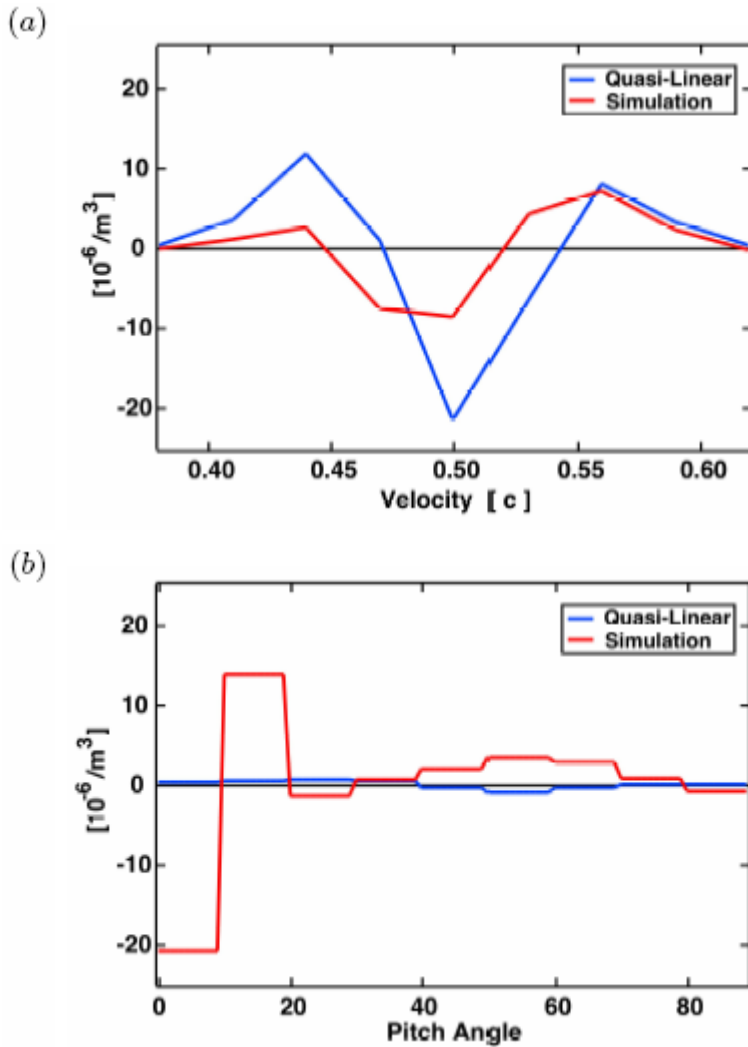


図4 Whistler-mode の波動との共鳴の結果生じる拡散による分布の変化量の、シミュレーション結果と拡散方程式の解との比較。(a)は速度分布、(b)はピッチ角分布の初期分布からの変化量をそれぞれ示す。

#### 4. まとめ

本研究で独自に開発を行ったシミュレーションコードを用いて、磁気嵐回復相での放射線帯外帯領域の再形成において重要であるとされる共鳴拡散についての計算を行った。シミュレーションの初期結果として、Whistler-mode の波動と約 100keV の電子との共鳴の様相が正確に記述できていることが示されている。

この結果を踏まえて行われた、準線形理論に基づいた計算結果との比較により、放射線帯外帯領域を想定したパラメータの下では、シミュレーションの結果と準線形理論により得られる分布の変化量が異なる結果が得られた。その要因として、準



線形理論で用いられる仮定が現実には適用できない可能性が指摘される。準線形理論に対する定量的な評価は、今後さらなる検討が必要とされる課題であり、その評価手段として本研究で開発されたシミュレーションコードが有効なツールとなり得ることが示された。

## 謝辞

本研究は東北大学情報シナジーセンターとの平成15年度共同研究課題「電磁波との共鳴による電子加速についての計算機シミュレーション」による成果であり、シミュレーションコードの開発にあたっては同センターとの共同研究として進められた。対象とする物理過程を捉えるに十分な時間・空間スケールでのシミュレーションを現実的な演算時間で実施する為には、本シミュレーションコードのチューニングが必須の課題であった。本シミュレーションコードは独自のモデルに基づいて新たに開発されたコードであり、従来の知見が生かされるかについての評価が必要とされた。この点に関し、共同研究を通じて多くの有益な助言と多大な協力をいただき、SX-7での演算性能の向上において大きな効果を得ることができた。

## 参考文献

- [1] Albert, J. M., Analysis of quasi-linear diffusion coefficients, *J. Geophys. Res.*, **104**, 2429–2441, 1999.
- [2] Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecker, R. A. Mewaldt, and R. D. Zwickl, Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 409–412, 1994.
- [3] Horne, R. B., S. A. Glauert, and R. M. Thorne, Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1493–1496, 2003.
- [4] Horne, R. B., N. P. Meredith, R. M. Thorne, D. Heynderickx, R. H. A. Iles, and R. R. Anderson, Evolution of energetic electron pitch angle distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1016, 2003.
- [5] Kennel, C. F. and F. Engelmann, Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field, *Phys. Fluids*, **9**, 2377–2388, 1966.
- [6] Li, X., D. N. Baker, M. Temerin, T. E. Cayton, E. G. D. Reeves, R. A. Christensen, J. B. Blake, M. D. Looper, R. Nakamura, and S. G. Kanekal, Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **102**, 14123–14140, 1997.
- [7] Lyons, L. R., Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ioncyclotron and whistler waves, *J. Plasma Phys.*, **12**, 417–432, 1974.
- [8] Meredith, N. P., R. B. Horne, D. Summers, R. M. Thorne, R. H. A. Iles, D. Heynderickx, and R. R. Anderson, Evidence for acceleration of outer zone electrons to relativistic energies by whistler mode chorus, *Ann. Geophys.*, **20**, 967–979, 2002.

- [9] Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, and Y. Kasahara, Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and EXOS-D observations, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2003.
- [10] Omura, Y. and H. Matsumoto, Computer simulations of basic process of coherent whistler waveparticle interactions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **87**, 4435–4444, 1982.
- [11] Rathmann, C. E., J. L. Vomvouridis, and J. Denavit, Long-time-scale simulation of resonant particle effects in Langmuir and whistler waves, *J. Computational Phys.*, **26**, 408–442, 1978.
- [12] Summers, D. and C. Y. Ma, A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions, *J. Geophys. Res.*, **105**, 2625–2639, 2000.
- [13] Taguchi, T., J. Thomas M. Antonsen, C. S. Liu, and K. Mima, Structure formation and tearing of an MeV cylindrical electron beam in a laser-produced plasma, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5055–5058, 2001.